

⑯ BUNDESREPUBLIK

DEUTSCHLAND



DEUTSCHES

PATENTAMT

# Offenlegungsschrift

⑯ DE 42 12 153 A 1

⑯ Int. Cl. 5:

H 01 S 3/098

H 01 S 3/081

// H 04B 10/04

⑯ Anmelder:

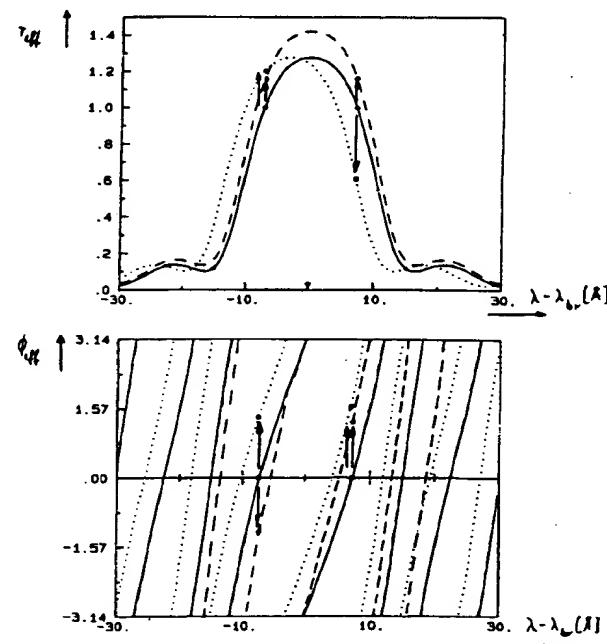
Alcatel SEL Aktiengesellschaft, 70435 Stuttgart, DE

⑯ Erfinder:

Haisch, Hansjörg, Dr.-Ing., 7000 Stuttgart, DE

## ⑯ Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung

⑯ Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser) werden beispielsweise als Sendeelemente für optische Nachrichtenübertragung eingesetzt. Um dabei die Auswirkungen von Dispersion in Lichtwellenleitern gering zu halten, muß das emittierte Licht des Lasers eine geringe spektrale Linienbreite und geringe Emissionsfrequenzschwankungen besitzen. Der erfindungsgemäße DFB-Laser weist eine reduzierte Linienbreite und geringe Emissionsfrequenzschwankungen auf, was gegenüber bekannten DFB-Lasern auf einfache Weise und leicht reproduzierbar durch die Ausgestaltung des Wellenleitergitters erreicht wird. Das Wellenleitergitter enthält mindestens einen Phasensprung, dessen Ort und Betrag so bemessen sind, daß die emittierte Mode in einem Wellenlängenbereich liegt, in dem die effektive Reflexivität des Wellenleitergitters mit größer werdender Emissionswellenlänge ansteigt.



Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen

BUNDESDRUCKEREI 08.93 308 041/340

9/47

DE 42 12 153 A 1

DE 42 12 153 A 1

## Beschreibung

Die Erfindung betrifft einen Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung nach dem Oberbegriff des Anspruchs 1. Dieser wird nachfolgend kurz als DFB (= Distributed Feedback) Laser bezeichnet.

DFB-Laser werden beispielsweise als Sendeelemente für optische Nachrichtenübertragung über große Strecken eingesetzt. Bei den dort übertragenen hohen Datenraten macht sich Dispersion im Lichtwellenleiter bemerkbar, ein zeitliches Auseinanderlaufen der übertragenen Lichtimpulse aufgrund unterschiedlich schneller Ausbreitung spektral verschiedener Lichtanteile. Um die Dispersion niedrig zu halten, müssen die Lichtquellen eine möglichst geringe spektrale Linienbreite und kleine Emissionsfrequenzschwankungen aufweisen.

Bisher beschriebene theoretische Untersuchungen z. B. von Kojima et al, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-3, Oct. 1985, Seiten 1048 bis 1054 zeigen einen Zusammenhang zwischen großen Resonatorlängen und großen Kopplungskoeffizienten einerseits und einer geringen Linienbreite andererseits. Eine verbesserte Linienbreite durch einen  $\Pi/2$ -Phasensprung in der Lasermitte und Auswirkungen von Reflexionen an den Resonatorenflächen werden beschrieben. Auf den im genannten Aufsatz beschriebenen Zusammenhängen basiert eine Methode zur Analyse der spektralen Linienbreite von DFB-Lasern, die in G. Duan et al, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 26 No. 1, January 1990, Seiten 32 bis 40 veröffentlicht ist und dort auf DFB-Laser mit Phasensprüngen und solche mit teilweise reflektierenden Resonatorenflächen angewandt wird. Außerdem wird dort ein effektiver Linienbreitefaktor für DFB-Laser angegeben.

Aufgrund der bekannten Berechnungsmethoden konzipierte DFB-Laser mit reduzierter Linienbreite und geringen Emissionsfrequenzschwankungen sind jedoch in der Praxis schwierig herzustellen, weil die entscheidenden Parameter nicht genügend genau eingestellt werden können. Die Änderung material- und geometrieabhängiger Parameter, wie z. B. des Koppelfaktors, beeinflussen zudem gleichzeitig für den Laserbetrieb wichtige Randbedingungen.

Der Erfindung liegt daher die Aufgabe zugrunde, einen DFB-Laser zu schaffen, bei dem eine reduzierte Linienbreite auf einfache Weise eingestellt werden kann, und bei dem die hierfür erforderlichen Parameter bei der Herstellung reproduzierbar vorgegeben werden können.

Diese Aufgabe wird erfindungsgemäß durch einen DFB-Laser mit den in Anspruch 1 angegebenen Merkmalen gelöst. Ein solcher DFB-Laser weist eine reduzierte Linienbreite und geringe Emissionsfrequenzschwankungen gegenüber bekannten, einen  $\Pi/2$ -Phasensprung in der Lasermitte enthaltenden DFB-Lasern auf.

Die Methode, Linienbreite und Emissionsfrequenzschwankungen über materialunabhängige Parameter, z. B. Ort und Betrag des Phasensprungs und damit über die räumliche Gestalt des Wellenleitergitters zu beeinflussen, ist bei der Laser-Herstellung besser zu beherrschen und verbessert die Reproduzierbarkeit der Kenndaten des Halbleiterlasers. In den Unteransprüchen 2 bis 5 sind Bereiche für Ort und Betrag von Phasensprüngen angegeben, mit denen eine Reduktion von Linienbreite und Emissionsfrequenzschwankungen erreicht wird.

In den Unteransprüchen 6 bis 10 sind diskrete Werte für Ort und Betrag von Phasensprüngen genannt, in denen eine optimale Reduktion von Linienbreite und Emissionsfrequenzschwankungen erreicht wird. Die in den Unteransprüchen 4, 5, 9 und 10 beschriebenen Ausführungsformen, die jeweils zwei Phasensprünge aufweisen, eignen sich bei minimierter Linienbreite und Emissionsfrequenzschwankungen und gleichzeitig hoher Seitenmodenunterdrückung für hohe Ausgangsleistungen.

Anspruch 12 gibt eine vorteilhafte Möglichkeit an, einen Gitterphasensprung im Wellenleitergitter zu erzeugen.

Im folgenden werden mögliche Ausführungen der Erfindung anhand von Figuren erläutert. Es zeigen:

Fig. 1 in vereinfachter Darstellung einen DFB-Laser in Seitenansicht,

Fig. 2a den Verlauf der effektiven Reflektivität  $\text{r}_{\text{eff}}$  und

Fig. 2b den Verlauf der Umlaufphase  $\Phi_{\text{eff}}$  für einen DFB-Laser,

Fig. 3 eine Maßnahme zur Erzeugung eines Phasensprungs in der Wellenleiterschicht,

Fig. 4 eine erfindungsgemäße Ausführungsform mit einem Phasensprung,

Fig. 5 eine erfindungsgemäße Ausführungsform mit zwei Phasensprüngen.

Der in Fig. 1 dargestellte DFB-Laser 1 weist ein Substrat 2, eine aktive Zone 3 und ein Wellenleitergitter 4 als eingebaute Struktur auf. Das Wellenleitergitter 4 bewirkt eine wellenlängenselektive Rückkopplung. Die Endflächen des Lasers 5, 6 sind zur Unterdrückung von Fabry-Perot Moden meist entspiegelt.

Aus Symmetriegründen können, wenn die effektive Reflektivität des Wellenleitergitters im Resonator den Wert 1 erreicht (Fig. 2a), prinzipiell an zwei Orten Emissionsmoden anschwingen, an denen die Umlaufphase einen Nulldurchgang aufweist (Fig. 2b). Die Auswahl einer der beiden Moden kann beispielsweise durch Einbau eines Phasensprungs 7 mit Betrag  $\Pi/2$  in der Lasermitte getroffen werden. Dadurch wird ein zusätzlicher Betrag zur Umlaufphase addiert und damit die Emissionswellenlänge verschoben. Die Verschiebung ist so bemessen, daß die ausgewählte Mode in die Nähe des Maximums der effektiven Reflektivität, die andere Mode aber in einen Wellenlängenbereich mit niedriger Reflektivität verschoben wird. Somit kann nur noch die ausgewählte Mode anschwingen.

In Fig. 2 sind die effektive Reflektivität (Fig. 2a) sowie die zugehörigen Phasenverläufe (Fig. 2b) über der Lichtwellenlänge  $\lambda$  (hier als Differenz zur Braggwellenlänge  $\lambda_B$ ) für den Fall eines mit entspiegelten Endflächen ausgestatteten, aber ohne Phasensprung konzipierten DFB-Lasers aufgetragen. Brechungsindex  $n$  und Verstärkungskoeffizient  $g$  des Lasermaterials sind bei einem solchen Laser von der Ladungsträgerdichte  $N$  abhängig. Eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte, z. B. bei Modulation des Laserlichts, verursacht einerseits eine Erhöhung des Verstärkungskoeffizienten  $g$  und andererseits eine Absenkung des Brechungsindex  $n$ . Dies kommt für  $g$  jeweils durch die durchbrochene Kurve und für  $n$  durch die punktierte Kurve zum Ausdruck.

Eine getrennte Betrachtung dieser Auswirkungen einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte bildet die Grundlage für die erfindungsgemäße Reduzierung der Linienbreite und der Emissionsfrequenzschwankungen unter

Modulation. Vorausgesetzt wird eine in der ersten Näherung konstante Emissionswellenlänge.

Die Erhöhung des Verstärkungskoeffizienten bewirkt entsprechend der durchbrochenen Linie in Fig. 2a eine gleichsinnige Erhöhung der effektiven Reflektivität beiderseits der Braggwellenlänge  $\lambda_{br}$ , während sich die Umlaufphase (Fig. 2b) unterhalb der Braggwellenlänge in negativer und oberhalb der Braggwellenlänge in positiver Richtung verschiebt.

Die Absenkung des Brechungsindex  $n$  entsprechend der punktierten Linie in den Fig. 2a und 2b verschiebt die Braggwellenlänge des Resonators und damit gleichzeitig den Reflektivitätsverlauf sowie auch die Phasenverläufe zu kleineren Wellenlängen. Bezogen auf den ungestörten Reflexionsverlauf und Phasenverlauf (durchgezogene Linie in Fig. 2a und 2b) erhöht sich die effektive Reflektivität unterhalb, bzw. verringert sich oberhalb der Braggwellenlänge, während sich die Umlaufphase unterhalb und oberhalb der Braggwellenlänge in positiver Richtung verschiebt.

Die oben beschriebenen Auswirkungen einer Erhöhung des Verstärkungskoeffizienten und einer Brechungsindexabsenkung überlagern sich im DFB-Laser.

Die Einflüsse der Verstärkungserhöhung und der Brechungsindexabsenkung auf die effektive Reflektivität überlagern sich derart, daß in Bereichen mit positiver Steigung über der Wellenlänge sich beide Effekte konstruktiv überlagern und zu einer verstärkten Erhöhung der Reflektivität führen. In Bereichen mit negativer Steigung der Reflektivität kompensieren sich Erhöhung und Absenkung der Reflektivität.

Bei der Umlaufphase kompensieren sich die Phasenverschiebungen unterhalb der Braggwellenlänge, während sich oberhalb der Braggwellenlänge die Phasenänderungen addieren.

DFB-Laser, deren Emissionsfrequenz in Wellenlängenbereichen liegt, in denen die Reflektivität mit größer werdender Wellenlänge zunimmt, weisen eine reduzierte Linienbreite und verringerte Emissionsfrequenzschwankungen auf. Die Umlaufphase, welche die Emissionsfrequenz bestimmt, weist im genannten Bereich geringere Abweichungen von ihrem stationären Wert auf, wenn z. B. bei Modulation die Ladungsträgerdichte erhöht wird.

Dieser Zusammenhang wird bei der Ausgestaltung eines erfindungsgemäßen DFB-Lasers ausgenutzt, indem durch Erzeugung von Phasensprüngen im Wellenleitergitter eine Mode ausgewählt wird, bei der der Laser in einem Bereich des Reflexionsverlaufes mit positiver Steigung über der Wellenlänge emittiert.

In den folgenden Gleichungen wird jeweils der Einfluß der Eigenschaften des Wellenleitergitters zum Ausdruck gebracht, im Unterschied zu bekannten Bestimmungsgleichungen.

Die Linienbreite  $\Delta\nu$  eines DFB-Lasers ist gegeben durch

$$(1) \quad \Delta\nu = \frac{R_{sp}}{4\pi S} \cdot [1 + \alpha_{eff}^2]$$

wobei  $R_{sp}$  die Spontanemissionsrate pro Volumen und  $S$  die Photonendichte im Resonator angibt. Anstelle des materialabhängigen Henry'schen Linienbreitefaktors  $\alpha$  im Falle von Fabry-Perot-Lasern tritt hier für DFB-Laser ein effektiver Linienbreitefaktor  $\alpha_{eff}$  welcher nicht allein von Materialeigenschaften des Lasers, sondern auch von Eigenschaften des Wellenleitergitters abhängt.

Die Emissionsfrequenzschwankungen bei Modulation (Chirp)  $\frac{df}{di}$  weit unterhalb der Relaxationsfrequenz des DFB-Lasers werden bestimmt durch

$$(2) \quad \frac{df}{di} = \frac{1}{4\pi c V_{eff}} \cdot \left\{ \alpha_{eff} \left( 2\Gamma\epsilon - \frac{n}{g_{th} \cdot S \cdot L_{eff}} \cdot \frac{dr_{eff}}{dn} \right) + \frac{1}{2L_{eff}} \cdot \frac{d\phi_{eff}}{dg} \cdot \epsilon \right\}$$

mit

$$(3) \quad \alpha_{eff} = \frac{\alpha + \frac{1}{2L_{eff}} \cdot \frac{d\phi_{eff}}{dg}}{1 - \alpha \frac{1}{2L_{eff}} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{dr_{eff}}{dn}}$$

$\lambda$  = Emissionswellenlänge

$c_0$  = Lichtgeschwindigkeit im Volumen

$\epsilon$  = Elementarladung

$L_{eff}$  = effektive Resonatorlänge

$L_{eff} = -\frac{1}{2} \frac{d\Phi_{eff}}{d\beta}$

$\beta$  = Wellenzahl

$V_{act}$  = Volumen der aktiven Zone $g_{th}$  = Schwellverstärkung $\epsilon$  = Verstärkungskompressionsfaktor $\Gamma$  = Führungsfaktor.

5 Mit der Ausgestaltung des Wellenleitergitters wird vorzugsweise der effektive Linienbreitefaktor minimiert, um die Linienbreite und die Emissionsfrequenzschwankungen zu reduzieren.

Tabelle 1 gibt Bereiche und diskrete Werte für Ort und Betrag von Phasensprüngen im Wellenleitergitter an, bei denen der Einfluß der Eigenschaften des Wellenleitergitters zu einem verbesserten effektiven Linienbreitefaktor führt.

10

Tabelle 1

	Anzahl der Phasensprünge	Betrag des Phasensprungs $\Phi$	Abstand $d$ von einer der Resonatorenendflächen bezogen auf die Resonatorlänge $L$
20	1	$0 < \Phi < \frac{\pi}{2}$	$0 < d < \frac{1}{4} L$
25	1	$\frac{\pi}{2} < \Phi < \pi$	$\frac{1}{4} L < d < \frac{3}{4} L$
30	2	$\frac{3}{4}\pi < \Phi < \pi$	$\frac{3}{10}L < d < \frac{1}{2}L$
35	2	$0 < \Phi < \frac{\pi}{4}$	$0 < d \leq \frac{1}{4}L$
40	1	$\frac{3}{4}\pi$	$\frac{1}{2}L$
45	1	$\frac{3}{4}\pi$	$\frac{3}{8}L$
50	1	$\frac{1}{4}\pi$	$\frac{1}{8}L$
55	2	$\frac{7}{8}\pi$	$\frac{3}{8}L$
60	2	$\frac{1}{8}\pi$	$\frac{1}{4}L$

Bei der Ausführungsform eines DFB-Lasers mit minimiertem Linienbreitefaktor wird ein Phasensprung durch Einbau einer Wellenleiterzone erzeugt. Fig. 3 zeigt schematisch einen vergrößerten Ausschnitt des Wellenleitergitters mit einer Wellenleiterzone 9. Der Betrag des Phasensprungs  $\Phi$  wird durch die Länge der Wellenleiterzone 1 im Verhältnis zur Gitterperiode  $A$  des Wellenleitergitters vorgegeben gemäß

$$\Phi = 1 \cdot \pi/A$$

Durch die Phasensprünge wird ein zusätzlicher Betrag zur Umlaufphase addiert, so daß die Nulldurchgänge der Umlaufphase verschoben werden und eine Mode ausgewählt wird, bei der der Laser mit der zuvor festgelegten Emissionsfrequenz emittiert.

Zweckmäßig für einen solchen DFB-Laser ist eine MQW (Multi-Quantum-Well)-Struktur. Die Ausführungsbeispiele basieren auf einem InGaAs/InGaAsP/InP-Schichtsystem. Die Länge dieser DFB-Laser ist 500  $\mu\text{m}$ . Der Material-Linienbreitefaktor  $\alpha$  liegt bei 3,5, der Verstärkungskompressionsfaktor  $\epsilon = 3.10^{-17} \text{ cm}^{-3}$ , der Kopp lungskoeffizient  $\chi = 30 \text{ cm}^{-1}$  und die Braggwellenlänge liegt bei 1,55  $\mu\text{m}$ . Mit einem effektiven Brechungsindex von 3,188 ergibt sich für das Wellenleitergitter eine Gitterperiode  $\Lambda$  von 243,1 nm. Ein Wellenleitersegment dieser Länge bewirkt eine Phasendrehung der im Resonator umlaufenden optischen Wellen um  $\Pi$ . Die Laserendflächen sind beidseitig entspiegelt.

Die Abb. 3 und 4 zeigen Ausführungsformen, bei denen die Linienbreite und Emissionsfrequenzschwankungen minimiert sind und gleichzeitig eine hohe Seitenmodenunterdrückung bei hoher Ausgangsleistung erzielt wird.

Abb. 4 zeigt eine Ausführungsform mit einem Phasensprung bei  $z = 187,5 \mu\text{m}$ . Der Betrag des Phasensprungs ist  $3/41 \Pi$ . Das entspricht einer Länge der Wellenleiterzone von 182,32 nm. Ein solcher DFB-Laser weist als typische Werte einen effektiven Linienbreitefaktor  $\alpha_{\text{eff}} = 1,97$  und eine Emissionsfrequenzschwankung  $\frac{df}{di} = 100 \text{ MHz/mA}$  auf.

Abb. 5 zeigt eine Ausführungsform mit zwei Phasensprüngen bei  $z = 125 \mu\text{m}$  und  $z = 375 \mu\text{m}$ . Der Betrag der Phasensprünge ist jeweils  $1/8 \Pi$ , entsprechend einer Länge der Wellenleiterzone von 30,38 nm. Typische Werte für den effektiven Linienbreitefaktor und die Emissionsfrequenzschwankung sind  $\alpha_{\text{eff}} = 1,53$  und  $\frac{df}{di} = 110 \text{ MHz/mA}$ .

Zum Vergleich: Für einen gleichartigen DFB-Laser mit einem/2 Phasensprung in Lasermitte, bei dem das Wellenleitergitter keinen Einfluß auf den Linienbreitefaktor hat, ist  $\alpha = 3,5$  und  $\frac{df}{di} = 190 \text{ MHz/mA}$ .

In Abwandlung zu den Ausführungsbeispielen ist prinzipiell auch eine einseitige Entspiegelung, soweit die Restreflektivität unter 2% liegt, ausreichend, um anhand des jeweils vorliegenden Reflexionsverlaufs den effektiven Linienbreitenfaktor zu minimieren.

#### Patentansprüche

1. Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser) (1), dessen periodisches Wellenleitergitter (4) mindestens einen Phasensprung (7) zur Modenauswahl aufweist und der zwei Resonatorenendflächen (5, 6) aufweist, von denen mindestens eine weitgehend entspiegelt ist, dadurch gekennzeichnet, daß Ort und Betrag des Phasensprungs so bemessen sind, daß die ermittelte Mode in einem Wellenlängenbereich liegt, in dem die effektive Reflektivität im Resonator mit größer werdender Emissionswellenlänge ansteigt.
2. Halbleiterlaser nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Phasensprung (7) vorgesehen ist, welcher von einem der Resonatorenendflächen (5, 6) einen Abstand zwischen Null und einem Viertel der Resonatorlänge (L) hat und einen Betrag aufweist, der größer als 0 und kleiner als  $\Pi/2$  ist.
3. Halbleiterlaser nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Phasensprung (7) vorgesehen ist, welcher von einer der Resonatorenendflächen (5, 6) einen Abstand zwischen einem und drei Vierteln der Resonatorlänge (L) hat und einen Betrag aufweist, der größer als  $\Pi/2$  und kleiner als  $\Pi$  ist.
4. Halbleiterlaser nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Phasensprünge symmetrisch zur Lasermitte angeordnet sind, die jeweils einen Abstand zwischen drei Zehnteln und der Hälfte der Resonatorlänge (L) von den Resonatorenendflächen haben und deren Betrag jeweils gleich und größer als  $3/4\Pi$  und kleiner als  $\Pi$  ist.
5. Halbleiterlaser nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Phasensprünge symmetrisch zur Lasermitte angeordnet sind, die jeweils einen Abstand der größer als Null und kleiner oder gleich einem Viertel der Resonatorlänge (L) von den Resonatorenendflächen haben und deren Betrag jeweils größer als 0 und kleiner als  $\Pi/4$  ist.
6. Halbleiterlaser nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß sich der Phasensprung (7) in der Lasermitte befindet und einen Betrag von  $3/4\Pi$  aufweist.
7. Halbleiterlaser nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß der Phasensprung (7) von einer der Resonatorenendflächen einen Abstand von drei Achteln der Resonatorlänge (L) hat und einen Betrag von  $3/4\Pi$  aufweist.
8. Halbleiterlaser nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Phasensprung (7) einer der Resonatorenendflächen einen Abstand von einem Achtel der Resonatorlänge (L) hat und einen Betrag von  $1/4\Pi$  aufweist.
9. Halbleiterlaser nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß die Phasensprünge jeweils einen Abstand von drei Achteln der Resonatorlänge von den Resonatorenendflächen haben und einen Betrag von jeweils  $7/8\Pi$  aufweisen.
10. Halbleiterlaser nach Anspruch 5, dadurch gekennzeichnet, daß die Phasensprünge jeweils einen Abstand von einem Viertel der Resonatorlänge zu den Resonatorenendflächen (5, 6) haben und einen Betrag von jeweils  $\Pi/8$  aufweisen.
11. Halbleiterlaser nach einem der Ansprüche 1 bis 10, dadurch gekennzeichnet, daß wenigstens eine der Resonatorenendflächen mit einer Antireflexbeschichtung versehen ist.
12. Halbleiterlaser nach einem der Ansprüche 1 bis 11, dadurch gekennzeichnet, daß die Phasensprünge

durch Wellenleiterzonen ohne Wellenleitergitter (8) gebildet werden.

Hierzu 2 Seite(n) Zeichnungen

5

10

15

20

25

30

35

40

45

50

55

60

65

Fig. 1

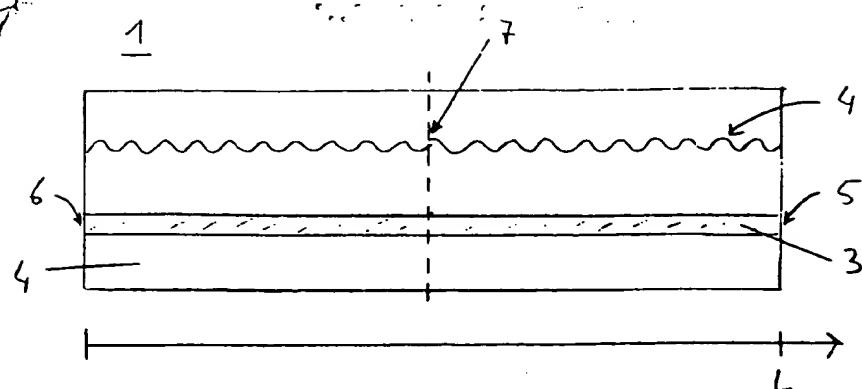


Fig. 3

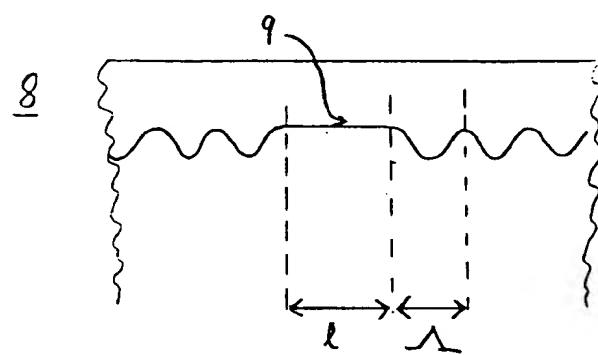


Fig. 4.

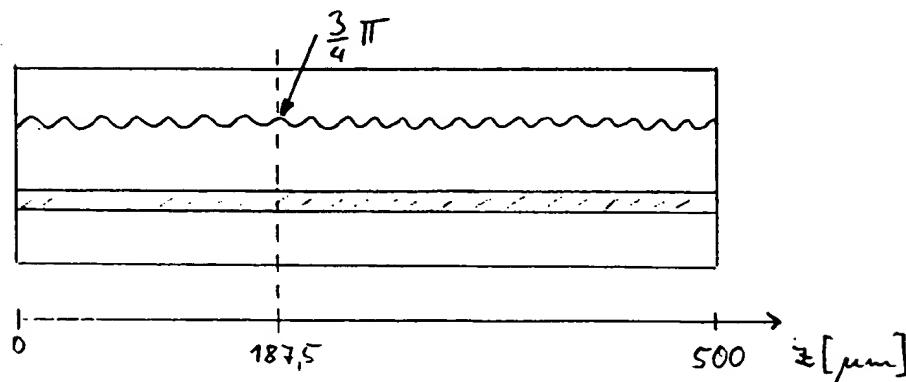


Fig. 5

